



УДК 624.315.592

Ю. Ф. Головнев, Д. А. Нургулеев

Тульский государственный педагогический университет им. Л. Н. Толстого  
пр. Ленина, д. 125, Тула, 300026, Россия

## Спиновый фильтр на основе монооксида EuO

**Аннотация.** В основе работы спинового фильтра лежит возможность получения различной заселенности состояний со спинами "вверх" и "вниз" для свободных электронов. Однако в магнитном макроскопическом поле рассеяние на тяжелых атомах уменьшает заселенность в  $10^6$  раз. Для получения максимально возможной степени спиновой поляризации предлагается использовать ферромагнитный полупроводник EuO в составе сверхрешеток, например EuO–SrO. В статье обосновано создание спинового фильтра на основе сверхрешетки, составленной из нанослоев SrO и EuO. Показаны схема энергетических уровней ферромагнитного полупроводника EuO, расщепление 5d-уровней EuO кристаллическим полем; определено положение  $4f^7$ -мультиплета и энергия образования триплетного экситона.

**Ключевые слова:** оксид европия, ферромагнитный полупроводник, триплетный экситон

**Для цитирования:** Головнев Ю. Ф., Нургулеев Д. А. Спиновый фильтр на основе монооксида EuO // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2018. № 2. С. 55–59.

Yu. F. Golovnev, D. A. Nurguleev

Tula State Lev Tolstoy Pedagogical University

125, Lenin Pr., 300026, Tula, Russia

### Spin Filter Based on EuO Monoxide

**Abstract.** The basis of spin filter operation is the possibility to obtain different population of states with spins up and down for free electrons. However, in a magnetic macroscopic field, scattering by heavy atoms reduces their population density by  $10^6$  times. To obtain the maximum possible degree of spin polarization it is proposed to use ferromagnetic EuO in semiconductor superlattices, e. g. EuO–SrO. The article substantiates the creation of a spin filter based on a superlattice composed of SrO and EuO nanolayers. The scheme of ferromagnetic semiconductor EuO energy levels is demonstrated as well as splitting of 5d EuO levels by crystal field. The position of  $4f^7$ -multiplet and the energy of formation of triplet exciton are determined.

**Key words:** europium oxide, ferromagnetic semiconductor, triplet exciton

**For citation:** Golovnev Yu. F., Nurguleev D. A. Spin Filter Based on EuO Monoxide. *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii Rossii. Radioelektronika* [Journal of the Russian Universities. Radioelectronics]. 2018, no. 2, pp. 55–59. (In Russian)

**Введение.** Спиновые фильтры, в основе которых имеются магниты Штерна–Герлаха, не позволяют разделить электронный пучок на два со спинами электронов "вверх" ( $\uparrow$ ) и "вниз" ( $\downarrow$ ), так как в них проявляется сила Лоренца и нужно учитывать принцип неопределенности.

Пропустив атомный пучок сквозь неоднородное магнитное поле, Штерн и Герлах обнаружили поляризацию атомов [1]. После этого методы были применены к поляризованному свету и поля-

ризованным атомам в различных экспериментах. С поляризованными электронами эксперименты были проведены значительно позже [2].

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Полюса магнита 1 и 2 создают неоднородное магнитное поле, силовые линии которого изображены штриховыми линиями. Пучок электронов проходит через центральную область в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка (скорость  $v = v_x$ ), в результате чего появляется сила Лоренца, воздействующая на электроны [3]:

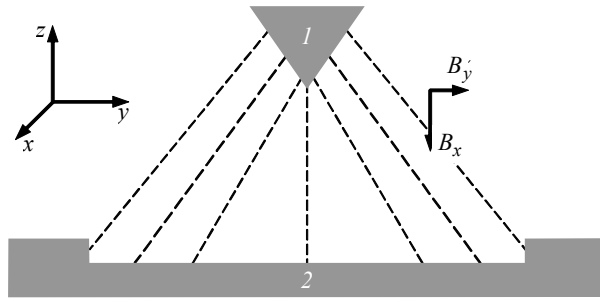


Рис. 1

$$\mathbf{F}_L = \left( \frac{e}{c} \right) [\mathbf{v}, \mathbf{B}], \quad (1)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $c$  – скорость света;  $\mathbf{v}$  – скорость свободных электронов;  $\mathbf{B}$  – индукция поля, созданного магнитом. Спины электронов выстраиваются параллельно и антипараллельно магнитному полю.

При анализе процесса спиновой поляризации в реальном пучке электронов необходимо учитывать его конечные геометрические размеры, превышающие неопределенность координат электронов  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ . При этом необходимо ввести в рассмотрение принцип неопределенности:

$$\begin{cases} \Delta x \Delta p_x \sim \hbar; \\ \Delta y \Delta p_y \sim \hbar; \\ \Delta z \Delta p_z \sim \hbar, \end{cases} \quad (2)$$

где  $\Delta p_x$ ,  $\Delta p_y$ ,  $\Delta p_z$  – неопределенности проекций импульса микрочастицы;  $\hbar$  – постоянная Планка.

В этом случае учет (1) и (2) показывает, что неопределенности положения электронов в поперечных направлениях ( $\Delta y$ ,  $\Delta z$ ) не позволяют добиться их разделения по спинам "вверх" и "вниз". При этом длина волны де Бройля мала в сравнении с макроскопическими размерами магнитного поля и расщепление на пучки с противоположными направлениями спинов наблюдать невозможно. Регистрируется лишь "размазанное пятно", отражающее спиновое расщепление на краях этого пучка.

Таким образом, принцип неопределенности (2) при действии силы Лоренца (1) не позволяет пространственно разделить электроны с определенной ориентацией спина в макроскопическом поле, в случае электронов эксперимент Штерна–Герлаха невозможен и фильтр Штерна–Герлаха непригоден. Необходимо найти другие пути получения поляризованных свободных электронов.

Их дает рассеяние неполяризованных электронов на тяжелых атомах, но интенсивность каждого из разделенных пучков оказывается не в 2 раза меньше интенсивности исходного пучка, как

в обычных фильтрах, а снижается в  $10^6 \dots 10^7$  раз в зависимости от поляризации [2]. Известны и другие методы, которые дают умеренное снижение интенсивности [4]. Однако не найдены спиновые фильтры, которые уменьшали бы интенсивность только в 2 раза, как в случае с поляризацией естественного света. Как для поляризованного света используется анализатор, аналогичный поляризатору, так для поляризованных электронов анализатором должен быть фильтр, аналогичный фильтру, вызывающему поляризацию потока по спинам. В таком анализаторе необходимо использование зависящего от спинов процесса столкновения электронов, что делает перспективным использование магнитных материалов.

**Постановка задачи.** Исследования с поляризованными электронами возможны, но это потребовало разработки сложной техники. Известны разработки поляризационных фильтров высокой интенсивности [4]. Целесообразно искать необычные электронные поляризационные фильтры высокой интенсивности.

Чтобы обсуждать количественно эти процессы, необходимо математически описать поляризованные электроны, используя результаты квантовой механики. Пусть спин поляризованного свободного электрона параллелен оси  $z$  (рис. 2, а). Будем считать поляризованными также все электроны, спины которых лежат на некоторой конической поверхности при выполнении условия  $S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 = 3\hbar^2/4$ , что означает, что весь поток неполяризованных электронов (рис. 2, б) будет делиться поровну на потоки электронов с параллельными и антипараллельными спинами (рис. 2, в), не отличимые друг от друга.

Выделив множитель  $\hbar/2$ , получим оператор

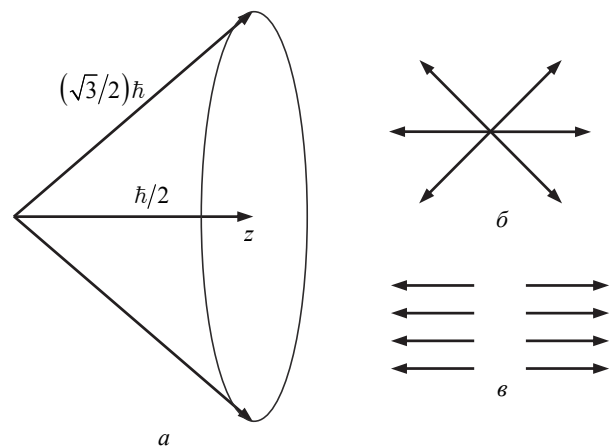


Рис. 2

$\hat{S} = (\hbar/2)\hat{\sigma}$ , где  $\hat{\sigma}$  – матрицы Паули. Для рассматриваемой системы координат эти матрицы имеют вид

$$\hat{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Воздействуя матрицами (3) на двухкомпонентную волновую функцию  $\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ , описывающую ориентацию спина электрона, получим:

$$\hat{\sigma}_z \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad \hat{\sigma}_z \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -1 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

где  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  и  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  – собственные функции  $\hat{\sigma}_z$  с собственными значениями  $+1$  и  $-1$  соответственно.

Пусть произвольное состояние

$$\chi = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (4)$$

представлено в виде линейной суперпозиции

$$a_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + a_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}.$$

Пронормировав (4), получим:

$$\langle \chi | \chi \rangle = \begin{pmatrix} a_1^* & a_2^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = |a_1|^2 + |a_2|^2 = 1,$$

где  $|a_1|^2$  – вероятность найти электрон в состоянии  $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ , а  $|a_2|^2$  – в состоянии  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ .

Структуры из полупроводниковых слоев называют сверхрешетками с периодом несколько нанометров, меньшим длины свободного пробега носителей заряда. Это приводит к появлению необычных свойств структур, в которых определяющую роль играют квантовые явления. Для выделения преимущественной спиновой ориентации нужны фильтры, т. е. наличие в гетероструктуре ферромагнетика – спинового источника в состоянии намагниченности. В полупроводнике EuO реальная спиновая поляризация ( $P$ ) носителей тока может достигать 100 %. Реализация спинового токопереноса открывает новые возможности для твердотельной электроники, создания основ спиновой электроники – приемников, генераторов, усилителей, фильтров и др. за счет наличия дополнительной "степени свободы" и управления свойствами спинтронных структур магнитным полем.

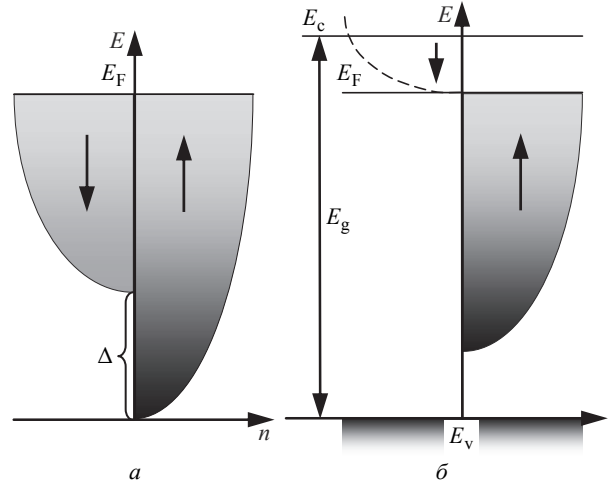


Рис. 3

В наносистеме "ферромагнитный полупроводник (ФП) EuO – немагнитный полупроводник (П) – SrO" под действием магнитного поля ФП происходит расщепление электронных уровней в запрещенной зоне на два спиновых состояния (зеемановское расщепление). Спиновый токоперенос из ФП в П обеспечивает заполнение этих уровней с первоначальной ориентацией спинов носителей инжектора. На рис. 3 показано спиновое распределение ФП EuO при 100 % поляризации ( $E_v$ ,  $E_g$ ,  $E_c$  – валентная, запрещенная зоны и зона проводимости соответственно;  $E_F$  – уровень Ферми;  $\Delta$  – расщепление). При электронном транспорте в ФП будет преобладание спинового переноса (рис. 3, а).

В ФП EuO обменное расщепление  $\Delta$  определяется как

$$\Delta = \pm \frac{1}{2} A_{fd} S [M(T)/M(0)],$$

где  $A_{fd}$  – обменный интеграл;  $S$  – спин магнитного иона;  $M(T)$ ,  $M(0)$  – намагниченность, зависящая от температуры. Расщепление, приводит к 100 %-й спиновой поляризации на уровне Ферми. Транспорт носителей полностью поляризован по спину.

ФП предпочтительны в качестве спиновых инжекторов.

Модель. Рассмотрим ферромагнетик EuO при температуре  $T < T_C$  ( $T_C$  – точка Кюри – перехода EuO в ферромагнитное состояние). Схема энергетических уровней в нанослое EuO показана на рис. 4, где  $E_g \approx 3.61$  эВ – ширина запрещенной зоны;  $4f^7 = 0.57$  эВ – ширина зоны проводимости; ширина зазора между уровнями  $5d_{t2g}$  и  $4f^7$  составляет 0.7 эВ;  $2p^6$  – валентная зона [5].

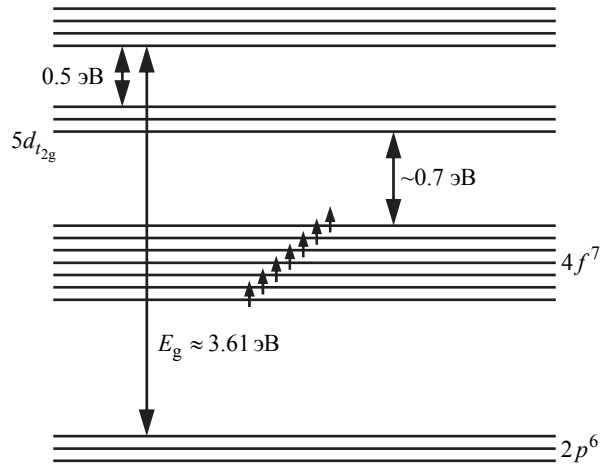


Рис. 4

Отметим, что в ферромагнитном состоянии в EuO имеется 100 %-я поляризация по спину и поток электронов тоже поляризован [6].

В сверхрешетке из нанослоев EuO и SrO при  $T < T_C$  поток поляризованных по спину электронов переходит из EuO в SrO. Эти два полупроводника имеют одинаковые кристаллические решетки – кубические гранецентрированные типа NaCl (пространственная группа  $O_h^5 = F_{m3m}$ ), где каждый ион  $\text{Eu}^{2+}$  или  $\text{Sr}^{2+}$  находится в центре октаэдра анионов, т. е. имеет шесть ближайших соседей-анионов. Параметр решетки у полупроводников практически одинаков: EuO –  $a = 5.144 \text{ \AA}$ , SrO –  $a = 5.154 \text{ \AA}$ , т. е. рассогласование решеток EuO и SrO  $\Delta a \approx 0.2 \%$  (по модели Кремера допустимо не более 0.5 %).

При  $T < T_C$  в нанослое EuO из-за обменного взаимодействия  $d-f$   $5d_{t_{2g}}$  опустится на 0.5 эВ (красное смещение) [7] (рис. 4). Если ФП EuO облучать фотонами  $\hbar\omega$  с энергией не менее 0.7 эВ, то могут образоваться триплетные экситоны с эффективными значениями спинов  $\frac{1}{2}\hbar$  у электронов и  $\frac{5}{2}\hbar$  у дырок.

На рис. 5 показано, что в поле кристалла  $5d$ -уровни расщепляются на  $t_{2g}$  и  $e_g$ -уровни, разделенные энергетической щелью  $10^4 \text{ см}^{-1}$ , а также положение  $4f^7$ -зоны.  $E_g$  – эффективная запрещенная зона; положение дна зоны проводимости определяется уровнем  $6s$ . Соседние ионы европия соединены орбиталями  $t_{2g}$ . Тогда катион-катионное перекрытие понижает энергию  $5d$ -состояния на 0.5 эВ

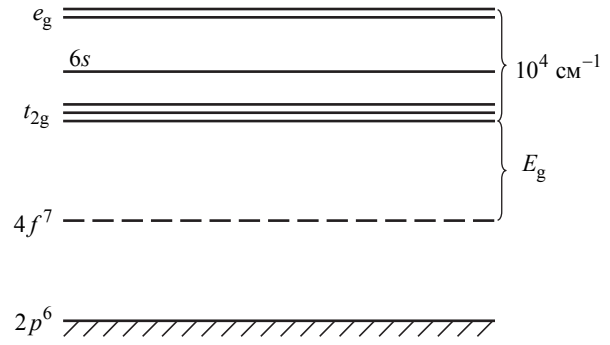


Рис. 5

и энергетическая щель определяет экспериментально наблюдаемый край поглощения  $E_g$ .

Мультиплет  $4f^7$  шириной  $\sim 0.57 \text{ эВ}$  в запрещенной зоне оказывается "донорной примесью", нижняя граница которого находится на уровне 1.75 эВ, что соответствует середине запрещенной зоны оксида европия. Тогда для образования триплетного экситона, т. е. для перехода электрона  $4f^7 \rightarrow 5d_{t_{2g}}$ , нужно преодолеть 0.7 эВ (рис. 6).

Здесь также показана ширина запрещенной зоны 3.61 эВ и обозначены  $v$  – скорость поляризованных электронов  $e^-$ ;  $v'$  – скорость поляризованных дырок  $h^+$ . Энергетическая диаграмма на рис. 6 построена для температуры  $T < T_C$ .

Повышение  $T_C$  пленок до значения  $\approx 150 \text{ К}$  можно объяснить магнитными примесными состояниями, образующимися около кислородных вакансий в  $\text{EuO}_{1-\delta}$  [8]. При температуре ниже точки Кюри действует обменное поле

$$H_{\text{обм}} = -J_{il}\bar{S}_l/\mu_B, \quad (5)$$

где  $J_{il} = 787 \text{ см}^{-1}$  – обменный интеграл;  $\bar{S}_l$  – среднее значение спинов соседних ионов евро-

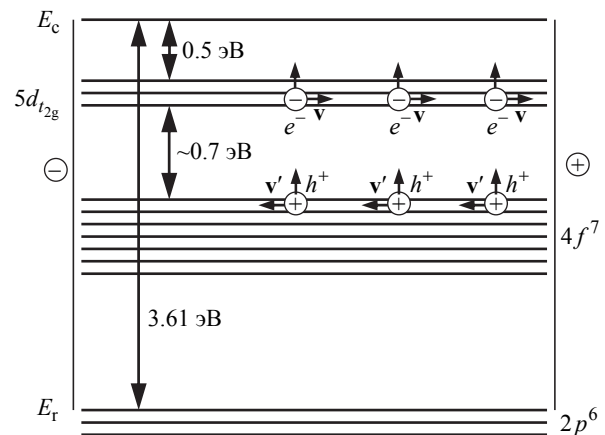


Рис. 6

пия;  $\mu_B$  – магнетон Бора.

**Заключение.** Таким образом, перспективным материалом для спинового фильтра является моноксид европия  $\text{EuO}$ , в котором при  $T < T_C$  образуются триплетные экситоны, разрывающиеся в электрическом поле на электроны  $e^-$  со спином

$\frac{1}{2}\hbar \uparrow$  и дырок  $h^+$  со спином  $\frac{5}{2}\hbar \uparrow$ . Электрон

$e^-$  движется в узкой зоне  $5d_{t_{2g}}$  со скоростью  $v$ , а

дырка  $h^+$  – в зоне  $0.57 \text{ В}$  со скоростью  $v'$ . Они движутся в обменном поле (5), которое создает триплетные экситоны.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gerlach W., Stern O. Der experimentelle Nachweis des magnetischen Moments des Silberatoms. *Zeitschrift für Physik*. 1921. № 8. P. 110–111.
2. Мотт Н. Ф., Мессеи Г. С. У. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969. 756 с.
3. Кесслер И. Поляризованные электроны. М.: Мир, 1988. 367 с.
4. Клавсюк А. Л., Салецкий А. М. Формирование и свойства металлических атомных контактов // УФН. 2015. Т. 185, № 10. С. 1009–1030.

5. Редкоземельные полупроводники: сб. ст. / под ред. П. Жузе, И. А. Смирнова. М.: Наука, 1977. 205 с.
6. Бамбуров В. Г., Борухович А. С. Моноксид европия для спинтроники. СПб.: Лань, 2015. 96 с.
7. Метфессель З., Маттис Д. Магнитные полупроводники. М.: Мир, 1972. 406 с.
8. Тезисы 8-й Уральской конф. по спектроскопии, Свердловск, 19–21 мая 1975 г. / сост.: А. А. Самохвалов, Н. Н. Лошкарёва. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1975. 118 с.

Статья поступила в редакцию 28 марта 2017 г.

**Головнев Юрий Филиппович** – доктор физико-математических наук (2008), профессор (1991) кафедры общей и теоретической физики Тульского государственного педагогического университета им. Л. Н. Толстого. Автор более 300 научных работ. Сфера научных интересов – наноразмерные ферромагнитные гетеросистемы; теория экситонов; спин-поляризованный транспорт.  
E-mail: physics.tspu@gmail.com

**Нургүлеев Дамир Абдулганович** – кандидат физико-математических наук (2010), доцент кафедры общей и теоретической физики Тульского государственного педагогического университета им. Л. Н. Толстого. Автор более 50 научных работ. Сфера научных интересов – наноразмерные ферромагнитные гетеросистемы; теория экситонов; спин-поляризованный транспорт.  
E-mail: physics.tspu@gmail.com

## REFERENCES

1. Gerlach, W., Stern, O. Der experimentelle Nachweis des magnetischen Moments des Silberatoms. *Zeitschrift für Physik*. 1921, no. 8, pp. 110–111.
2. Mott N. F., Massey H. S. W. The Theory of Atomic Collisions. 3rd ed. Oxford, Clarendon Press, 1969, 858 p.
3. Kessler J. Polarized Electrons. 2d ed. Berlin, Springer, 1985, 299 p.
4. Klavysyuk A. L., Saletskii A. M. Formation and Properties of Metallic Atomic Contacts. *Physics-Uspekhi* [Advances in Physical Sciences]. 2015, vol. 185, no. 10, pp. 1009 – 1030. (In Russian)

Received Mars, 28, 2017

5. Redkozemel'nye poluprovodniki [Rare Earth Semiconductors]. Ed. by P. Zhuze, I. A. Smirnov. Moscow, Nauka, 1977, 205 p. (In Russian)
6. Bamburov V. G., Borukhovich A. S. Monooksid evropiya dlya spintroniki [Europium Monoxide for Spintronics]. SPb, Lan', 2015, 96 p. (In Russian)
7. Methfessel S., Mattis D. C. Magnetic Semiconductors. Berlin: Springer, 1968, 173 p.
8. Samokhvalov A. A., Loshkareva N. N. *Tezisy 8-i Ural'skoi konf. po spektroskopii* [Theses of the 8th Ural Conf. on Spectroscopy]. 19–21 May 1975. Sverdlovsk, UNTs AN SSSR, 1975, 118 p. (In Russian)

**Yury F. Golovnev** – D.Sc. in Physics and Mathematics (2008), Professor (1991) of the Department of General and Theoretical Physics of Tula State Lev Tolstoy Pedagogical University. Author of more than 300 scientific publications. Area of expertise: nanoscale ferromagnetic heterosystems; exciton theory; spin-polarized transport.  
E-mail: physics.tspu@gmail.com

**Damir A. Nurguleev** – Ph.D. in Physics and Mathematics (2010), Associate Professor of the Department of General and Theoretical Physics of Tula State Lev Tolstoy Pedagogical University. Author of more than 50 scientific publications. Area of expertise: nanoscale ferromagnetic heterosystems; exciton theory; spin-polarized transport.  
E-mail: physics.tspu@gmail.com